基于大涡模拟的离心式喷嘴雾化过程研究*

王 雷1,方 斌2,王光彩1

(1. 北京航空航天大学 能源与动力工程学院,北京 100191;2. 上海飞机设计研究院,上海 200120)

摘 要:为实现离心式喷嘴雾化过程的精确数值仿真,探究喷嘴内部流动特性与外部液膜破碎形 式,采用基于大涡模拟的仿真方法,对一种典型的四进口离心式喷嘴进行研究,仿真结果揭示了喷嘴内 部相界面的振荡现象与外部液膜的破碎细节,并通过耦合流体体积法 (VOF) 与离散相模型 (DPM), 获得液滴粒径的空间分布特征。研究结果表明:在液体填充过程中,喷嘴内的气液相界面存在波动与褶 皱,形状并不稳定,内部的空气芯直径呈现正弦模式的振荡变化,喷嘴出口液膜厚度沿周向分布不均, 这些因素导致出口附近的液膜表面出现扰动。在不同的进口条件下,不稳定性导致液膜表面上的扰动波 形式不同。进口压力为0.3MPa时,液膜破碎由开尔文-亥姆霍兹 (K-H) 不稳定性产生的轴向正弦波所 导致,产生沿周向分布的环形液带;在0.7MPa下,液膜表面开始出现由瑞利-泰勒 (R-T) 不稳定性引 发的周向扰动波;随着压力增加至1.1MPa,液膜的破碎则由R-T 不稳定性主导,产生沿轴向分布的液 带结构,随后在气动力与表面张力的作用下破碎成液滴。二次雾化破碎后,喷嘴外部截面内的粒径呈 "单谷"分布,液滴平均粒径计算结果与实验的最大相对误差为5.1%,与实验数据吻合度较高。

关键词:离心喷嘴;内部流动特性;液膜破碎;液滴分布;大涡模拟

中图分类号: V430.34 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2021) 08-1855-10 **DOI**: 10.13675/j.enki. tjjs. 190392

Process of Pressure Swirl Nozzle Atomization Based on Large Eddy Simulation

WANG Lei1, FANG Bin2, WANG Guang-cai1

School of Energy and Power Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China;
 Shanghai Aircraft Design and Research Institute, Shanghai 200210, China)

Abstract: In order to accomplish the accurate numerical simulation on the process of the pressure swirl nozzle atomization, the simulation method on the basis of large eddy simulation was applied to explore the internal flow characteristics of nozzle as well as the breakup form of the external liquid sheet. In this thesis, a research for typical pressure swirl nozzle with four inlets was conducted, the simulation results reveal the oscillation phenomenon of the nozzle's internal phase interface and the breakup details of the external liquid sheet. Moreover, the spatial distribution characteristics of droplet size was obtained through coupling the method of volume of fluid with discrete phase model. The research results indicate as follows: in the process of liquid filling, there are fluctuations and folds at the gas-liquid interface in the nozzle, whose shape is unstable in nozzle. The diameter of air core oscillates in sinusoidal mode, and the thickness of liquid film at nozzle outlet is unevenly distributed along

^{*} 收稿日期: 2019-06-11;修订日期: 2019-08-12。

通讯作者:王 雷,硕士生,研究领域为雾化与喷雾。E-mail: zy1704318@buaa.edu.cn

引用格式: 王 雷, 方 斌, 王光彩. 基于大涡模拟的离心式喷嘴雾化过程研究[J]. 推进技术, 2021, 42(8):1855-1864.
 (WANG Lei, FANG Bin, WANG Guang-cai. Process of Pressure Swirl Nozzle Atomization Based on Large Eddy Simulation[J]. Journal of Propulsion Technology, 2021, 42(8):1855-1864.)

the circumference. These factors lead to the disturbance on the surface of liquid film near the nozzle outlet. Under different inlet conditions, the instability leads to different disturbance waves on the surface of liquid sheet. When the inlet pressure is 0.3MPa, the breakup of liquid sheet is caused by the axial sinusoidal wave produced by the Kelvin–Helmholtz instability, resulting in annular liquid ligaments which distributes along the circumference. Under the inlet pressure of 0.7MPa, the circumferential disturbance waves generated by Rayleigh–Taylor instability begin to appear on the surface of liquid film. With the increase of pressure to 1.1MPa, the breakup of the liquid film is dominated by Rayleigh–Taylor instability, which produces the liquid ligament structure along the axis. Subsequently, it breaks into droplets under the action of aerodynamic force and surface tension. After the secondary atomization and breakup, the droplet size in the outer section of the nozzle distributes in the form of 'single valley'. The maximum relative error between the calculated average droplet size and the experimental results is 5.1%, which is in good accordance with the experimental data.

Key words: Pressure swirl nozzle; Internal flow characteristics; Liquid sheet breakup; Droplet distribution; Large eddy simulation

1 引 言

雾化与喷雾广泛应用于航空航天发动机中,离 心式喷嘴由于具有良好的雾化质量、相对简单的结 构特性、雾化能耗低以及稳定可靠等特点^[1],是液体 火箭推力室中的重要组件,在过去几十年中一直是 喷雾燃烧领域关注的焦点。鉴于此,通过数值模拟 的方式,深入探究离心喷嘴内部两相流动特性与外 部雾化破碎机理,是全面提升雾化性能的前提,对发 展高性能推进系统提供重要帮助。

在分析离心喷嘴的雾化过程时,对喷嘴内部的流 动进行详细描述十分必要。Abramovich^[2]基于无摩擦 假设与角动量恒定假设,对内部流动进行了理论建 模,推导出喷嘴出口处液膜厚度与喷雾锥角的理论表 达式。Amini^[3]采用积分动量法,通过理论分析,构建 了离心喷嘴内部的速度场模型。张永良[4]利用透明石 英玻璃制的内部可视化离心喷嘴,实验观测喷嘴内部 空心芯的形成与液体填充过程,认为空气芯形态取决 于喷嘴的出口流量系数。刘娟^[5]利用流体体积法 (VOF)对喷嘴内的两相流动进行模拟,揭示了喷嘴内 部的速度场与压力场分布。Hinckel等^[6]在Abramovich的理论基础上考虑粘性的影响,利用数值计算研究 不同的喷嘴几何特征数对雾化特性的影响,计算结果 与实验在定性上保持一致。Laurila等^[7]对非对称进气 结构的旋流雾化喷嘴内部流动进行了CFD研究,探究 在不同进口雷诺数下,层流、过渡态和完全湍流条件 下的内部流动,得到喷嘴内部的瞬时速度场。

从喷嘴出口流出的液体以空心锥液膜的形式进 入外界环境,随后在气动力、表面张力以及不稳定性 等多种因素的综合作用下发生一次破碎。根据Lefebvre^[8]的研究结论,液体的一次破裂特性主要依赖于 喷射压力、喷射速度以及液体流量,随着入口条件的 增大,液膜表现出"洋葱状"、"郁金香型"以及"空心 锥型"等不同的型态。Ashgriz等^[9]通过高速摄像技术 观察液膜的破碎细节,发现液膜首先断裂成带状结 构,再进一步破碎成液滴。目前大多数的一次破碎 模型和理论主要基于不稳定性分析,不稳定性是指 液膜表面产生微小扰动并最终导致破碎的一种机 制。Senecal等^[10]通过实验探究平面液膜上扰动增长 对破碎的影响。York^[11]的研究表明,由于液体与周 围气体的较大速度差,液膜表面上出现正弦模式的 扰动波,使得液膜发生破碎。邵长孝等[12]通过直接 数值模拟与Level-Set法对旋转液膜的一次破碎过程 进行仿真计算,认为瑞利-泰勒(R-T)不稳定性是液 膜一次破碎的主导因素。Mansour 等^[13]采用光衰减 技术测量液膜的振荡频率,发现随着液体射流速度 增加,振荡频率增大并发生连续跳变。Samuelsen 等[14]利用脉冲激光成像技术观测液膜结构、液带和 液滴的特征,确立了"网孔状破裂"与"液带拉伸断 裂"两种液膜的破碎形式。液膜一次破碎后形成的 液体结构随后会继续发生二次破碎,最终形成小液 滴。Durdina等^[15]利用相位多普勒分析仪,通过平均 索太尔直径表征喷雾粒径,测量了离心喷嘴下游空 间内的液滴粒径分布,实验数据表明喷嘴外部截面 上的粒径呈"单谷"分布,截面中心附近的粒径较小。

由于离心式喷嘴的雾化破碎过程极其复杂,雾 化现象存在多尺度特性,液膜、液带、小液滴与喷嘴 宏观尺寸相差多个量级,若使用传统 VOF 法捕捉二 次破碎产生的细小液滴,需要非常精细的网格尺寸 以保证每个液滴的相边界被追踪,这种方法模拟全 尺度雾化过程的计算成本十分高昂,需要大量高性 能计算资源,且无法得到粒径等相关的液滴信息。 Shinjo等^[16]在研究直流射流的雾化特性时,采用高达 60亿的网格数量捕捉破碎的细小液滴。杨国华等^[17] 基于Gerris采用自适应加密与VOF法,基于超级计算 机平台对雾化破碎进行模拟,通过Matlab编程间接计 算液滴粒径。对于雾化二次破碎后液滴群的数值模 拟,另一种方法是采用离散相模型(DPM),通过积分 液滴作用力微分方程求解液滴轨道,液滴破碎则使用 泰勒类比破碎模型(TAB)或波模型(WAVE)处理,然 而必须采用其它方法预测液体射流的一次破裂,且一 次破碎与二次破碎模型之间通常无法直接衔接。

本文基于 Fluent 19.2 的 VOF-DPM 耦合模型,利 用流体体积法(VOF)预测初始射流的一次破碎,根据 等效直径和非球形度两种转化标准,将一次破碎产 生的形状不规则的液体团块转化为球形液滴,离散 的液滴群由离散相模型(DPM)处理,实现雾化破碎 过程的数值模拟。计算捕捉到喷嘴内部相界面的演 变过程与外部液膜的破碎细节,对喷嘴出口平面三 维速度分布与空气芯振荡现象进行了分析,预测了喷 嘴出口的液膜厚度,同时探究了不同进口条件下液膜 的破碎形式与喷嘴外部液滴粒径的空间分布,为后续 更深入地研究离心喷嘴雾化特性奠定了基础。

2 数学物理模型

2.1 数值计算方法

大涡模拟将湍流视为由不同尺度的涡组成,通 过滤波方式将湍流流动分解为大、小尺度的涡,大尺 度涡根据 N-S方程直接求解,小尺度涡由亚网格尺度 模型处理。本文中的雾化过程所涉及的气液两相可 视为不可压缩且不相混溶流体。滤波不可压缩 N-S 方程得到

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \left(\rho \tilde{u}_{i}\right)}{\partial t} + \frac{\partial \left(\rho \tilde{u}_{i} \tilde{u}_{j}\right)}{\partial x_{j}} = \frac{\partial}{\partial x_{j}} \left(\mu \frac{\partial \tilde{u}_{i}}{\partial x_{i}}\right) - \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_{i}} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_{j}} \quad (2)$$

式中的亚网格应力τ由涡粘性模型处理

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_{i} \tilde{S}_{ij}$$
(3)

式中 δ_{ij} 为Kronecker符号,亚网格粘性系数 μ_{t} 通过Smagorinsky模型求解

$$\boldsymbol{\mu}_{t} = \rho \left(C_{s} \tilde{\Delta} \right)^{2} \left(2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij} \right)^{1/2}$$

$$\tag{4}$$

体积,应变率张量
$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) c_i$$

喷嘴内外的气液相界面通过 Hirt 等^[18]提出的流体体积法 VOF 进行跟踪,有

$$\frac{\partial \rho \boldsymbol{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \boldsymbol{u} \boldsymbol{u} = -\nabla p + \rho g +$$

$$\nabla \cdot \left[\boldsymbol{\mu} \left(\nabla \boldsymbol{u} + \nabla \boldsymbol{u}^{\mathrm{T}} \right) \right] + \sigma \kappa \nabla \alpha$$
(5)

式中*u*,*p*,*ρ*,*σ*,*μ*,*α*,*κ*分别为速度、压力、密度、表 面张力、动力粘度、相体积分数、界面曲率。在 VOF 法中,通过一个标量场函数表征某一相的体积分数, 在每个计算单元上跟踪各流体的体积分数,捕捉气 液界面。本文选择气体为主相,液体为次相,某单元 内液相体积分数记为*α*,*α*=1表示单元内部都为液相。 根据连续性方程得到

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha u = 0 \tag{6}$$

利用体积分数定义动力粘度与密度

$$\begin{cases} \rho = (1 - \alpha) \rho_{g} + \alpha \rho_{1} \\ \mu = (1 - \alpha) \mu_{g} + \alpha \mu_{1} \end{cases}$$
(7)

式中ρ_g与ρ₁分别为气体与液体密度,μ_g与μ₁为气体与液体粘度,且都保持恒定。二次破碎使用 KH-RT模型预测,该模型认为不稳定性在液体表面产生 扰动波,最终导致液滴破碎。破碎模型为

$$\begin{cases} \Omega_{\rm RT} = \sqrt{\frac{2\left(-g_{\rm t}\left(\rho_{\rm p} - \rho_{\rm g}\right)\right)^{\frac{3}{2}}}{3\sqrt{3\sigma}\left(\rho_{\rm p} + \rho_{\rm g}\right)}} \\ \tau_{\rm RT} = \frac{C_{\rm \tau}}{\Omega_{\rm RT}} \end{cases}$$
(8)

式中 $C_{\tau} = 0.5, \Omega$ 为生长最快的波的频率, g_{τ} 是液 滴在液滴轨迹方向上的加速度, τ_{RT} 为破碎时间,当波 的生长时间超过 τ_{RT} 时发生二次破碎。

转换后的液滴,通过离散相模型(DPM)在拉格朗 日坐标系内积分粒子上的作用力,预测离散液滴的运动 满足下式

$$\frac{\mathrm{d}u_{\mathrm{d}}}{\mathrm{d}t} = \frac{u_{\mathrm{a}} - u_{\mathrm{d}}}{\tau_{\mathrm{r}}} + \frac{g\left(\rho_{\mathrm{d}} - \rho_{\mathrm{a}}\right)}{\rho_{\mathrm{d}}} + F \qquad (9)$$

式中 u_a 与 u_d 分别为气体与液滴速度, $\frac{u_a - u_d}{\tau_r}$ 为

单位液滴质量的曳力, τ_ε为液滴驰豫时间, F为附加 加速度项。

动量方程的压力-速度耦合采用PISO算法求解, 用非线性通量密度限制法离散动量方程中的对流项。

2.2 计算模型

对离心喷嘴与喷嘴外部计算域进行几何建模与 网格划分,结构参数如图1所示:喷嘴进口直径D_{inlet}= 5mm,喷嘴出口直径D_{orifice}=4mm,切向进口个数N=4, 旋流室直径D_s=20mm,喷嘴总长度L=25mm。采用四面 体非结构网格处理进口通道与旋流室的相切结构特 性,在喷嘴收敛段、出口段以及外部流域划分六面体结 构化网格,喷嘴壁面附近使用棱柱网格加密边界层。



由于雾化现象的多尺度特性,为充分捕捉喷嘴出 口附近液体界面的运动与破碎细节,减小数值解中的 数值误差,本文使用基于曲率的自适应网格细化法 (AMR)加密网格,以精确追踪相界面。网格细化间隔 为4个时间步长,二级细化等级,并在计算过程中不断 调整细化标准。自适应网格细化如图2所示。

选用384万(Grid1)与559万(Grid2)两种不同密 度的网格进行无关性检验,假设网格加密不影响整 个计算域内网格的相对密度,图3为两种网格密度下 喷嘴轴线上的轴向速度与切向速度演变,可以看出 速度曲线的一致性较好,并捕捉到收敛段与旋流室 交界处,喷嘴结构变化导致的速度突变现象,并且 559万网格密度下的速度变化更为显著。由于本文



Fig. 2 Adaptive refinement region

关注的重点是液体的雾化破碎过程,更精细的网格 尺度可更好地捕捉液体的破碎细节,因此选用559万 网格数量进行仿真计算。



3 计算结果分析

3.1 喷嘴内部流动特性

图4为喷嘴内部纵向截面的相界面演变过程,在 液体的填充过程中,液膜的形状处于动态变化,并不 稳定。液体在压力的驱动下从4个切向进口流入喷 嘴内部,由于离心力与重力的作用做贴壁螺旋运动, 逐渐向下铺展成液膜。当液体流动至收敛段时,液 膜遇到阻碍并出现褶皱,如图中0.45ms时刻所示。 随着液体流至出口段时,壁面附近的低流动性流体 向上移动到附近的低压区,从而产生涡流,发生回流 折返现象,液膜向后流动。旋流室中的波动非常明 显,相界面在轴向上呈波浪状,如0.7ms与1.1ms所 示,这种变化可能是导致发动机启动的初始时较易 出现燃烧不稳定现象的原因。当喷嘴内的液膜厚度 增长到一定程度时,中心的空气芯逐渐压缩,波动程 度减小,液膜开始流入出口段,在液体从喷嘴流出 后,内部的空气芯直径逐渐减小。随后喷嘴的雾化 状态达到稳态,喷嘴内液膜表面波动减弱。



旋流室与收敛段交界处的液膜褶皱状如图 5 所示,相界面附近存在空气涡,涡的位置位于液膜波动的波谷内测和波峰外侧,空气涡中心处的气体流动 方向与随液膜表面一起向下流动的气体流向相反。 在空气涡的作用下,液膜表面相应位置的厚度减小, 发生凹陷,如A区域所示,受到挤压的液膜向下游移动,在位于收敛段处另一个空气涡的作用下,液膜向 内凸起,形成波峰,如B区域所示。液膜表面波动的 波峰与波谷对空气涡会有相同的挤压作用,这种作 用通过气液相界面变形传递,增大了流动损失。通 过分析可知,喷嘴内部气液的相互作用是导致液膜 表面产生振荡的原因,这种内部的界面振荡也可能 导致出口附近液膜表面的初始扰动生成。



Fig. 5 Gas-liquid interaction in nozzle

为探究喷嘴内部的振荡形式,以液相体积分数 α=0.5表示相界面位置,图6为计算过程中喷嘴内部不 同高度处的空气芯直径随时间的变化关系,从喷嘴上 部至喷嘴出口,空气芯的大小逐渐增加,喷嘴出口的 气芯尺寸最大,喷嘴内部的气液界面存在振荡,振荡 形式为正弦形式,与刘娟计算得到的喷嘴出口气芯振 荡^[5]形式一致。造成空气芯表面振荡的原因为喷嘴内 部空气涡对相界面的作用,图7为数值计算结果与 Cooper等^[19]通过高速摄像系统所观测到的空气芯波 动现象对比,振荡形式基本吻合。空气芯的振荡则会 导致液膜厚度的变化,进而对一次雾化产生影响。





Fig. 7 Air core oscillation inside nozzle

3.2 喷嘴出口流动分析

出口处的速度分布也会使液膜产生初始扰动, 图 8 为喷嘴出口圆形截面的速度分布,由图可知切向 速度主要存在于液相区域,峰值为10.52m/s,在相界 面附近快速下降,空气芯区域的切向速度接近零。 液相的轴向速度峰值达到13.08m/s,由于内外压差导 致气体从外界进入喷嘴,中心处的轴向速度表现为 负值,中心处的气体轴向速度最大值8.85m/s。液相 与气相的径向速度差别不大,在零刻度上下轻微波 动。截面速度云图显示出速度场的不对称性。



(a) Velocity distribution of discharge orifice section



(b) In-plane velocity field at the nozzle orifice Fig. 8 Instantaneous velocity magnitude at the discharge orifice

图 9 为出口截面内相界面随时间的变化,蓝色部 分表示空气芯区域,红色表示液膜区域。从图中可 以看出,液膜的截面瞬时形状不是标准的圆环,空气 芯的形状与位置随时间变化而改变。图 9(a)为 t=0 时刻,Δt = 0.01ms,气芯中心位于第四象限;图 9(b) 为t=0.01ms时刻,气芯中心移动到第一象限原点附 近;图 9(c)为t=0.02ms时刻,气芯中心在第二象限; 图 9(d)为t=0.03ms时刻,气芯中心移动到第三象限, 气芯中心沿逆时针作周期性旋转。喷嘴出口中液膜 的厚度与空气芯的截面面积直接相关,空气芯的移 动使膜厚有较大的变化,导致喷嘴出口液膜厚度的 周向不均匀性,影响喷嘴出口附近液膜的一次破碎。

对出口液膜厚度进行估计,并与Rizk等^[20]根据 流体动力学理论分析推导出的液膜厚度表达式进行 比较,有

$$\delta = 3.66 \left(\frac{D_0 m\mu}{\rho \Delta p} \right)^{1/4} \tag{10}$$

式中 D₀表示喷嘴出口直径,m为质量流量,μ为 液体动力粘度,Δp为进出口压降。由于旋流室内部 的湍流和扰动的残余效应在喷嘴出口表现为液体表 面的轻微波动,导致出口液膜厚度不能保持完全恒 定和均匀,取五次出口液膜厚度计算平均厚度,与理 论表达式相比较。结果如图 10 所示,仿真结果与计 算估计值吻合较好,最低误差为4.1%,仿真的准确度 可以接受。









3.3 液膜一次破碎分析

进口压力为0.3MPa时,从图11可以看出喷嘴出 口附近的空心锥状液膜基本保持完整,但是由于出 口截面的非均匀速度场与液膜厚度的周向不均匀, 液体在离开喷嘴后,液膜表面立即出现扰动(I),这 些扰动进一步向下游传播并发展。同时可以清晰地 在液膜表面上观察到大的波形结构和形状突变 (Ⅱ),这种沿轴方向的正弦形式波动是开尔文-亥姆 霍兹(K-H)不稳定性的表现,两段波长λ_{KH}几乎相等, Galbiati等^[21]通过直接数值模拟DNS也发现了类似的 轴向正弦波。扰动的生长迫使液膜变薄,当液膜厚度 减少到一定程度时,表面张力不足以抑制波动,破碎 发生在两个波峰之间,生成沿周向分布的大尺寸环形 液带(Ⅲ),这些液带结构在气动力作用下逐渐拉伸断 裂成较短的液带(Ⅳ),随后在表面张力的作用下,离 散的小尺寸带状结构收缩并包裹,形成大液团(Ⅴ)。 计算结果表明在 0.3MPa 工况下,K-H不稳定性是导致 离心喷嘴液膜一次破碎的主要因素。



(a) Disturbance patterns of liquid sheet near nozzle



(b) Primary breakup of liquid sheet Fig. 11 Structures observed in the primary breakup of the liquid sheet at 0.3MPa

入口条件增加至0.7MPa,韦伯数增大,表面张力 影响相对减弱,表面扰动更加明显,图12中除轴向分 布的正弦波外,液膜表面同时观察到周向分布的扰 动波(Ⅰ),这种扰动波由瑞利-泰勒(R-T)不稳定性 导致,在扰动波作用下,液膜产生周向脉动。液膜表 面的剪切作用导致液膜逐渐变薄,并收缩产生孔洞 (Ⅱ),液洞扩张使得液体破裂形成片状液膜,在表面 张力的作用下逐渐收缩成液带,液带两端与液膜相 连(Ⅲ),随后端部断裂形成分离的液带结构。计算 结果表明在随着进口压力增大,液膜的破碎是两种 不稳定性共同作用的结果,与Mansour等^[13]关于液膜 的气动不稳定性的实验结果吻合,在中等进口流量 条件下,正弦波和周向扰动波叠加在液膜表面上。



Fig. 12 Structures observed in the primary breakup of the liquid sheet at 0.7MPa

当入口压力增大至1.1MPa,液体流速增加,质量 流量增加,从图13中的液膜破碎距离缩短,R-T不稳 定性引发的周向扰动(Ⅰ)主导液膜破裂,产生大量 平行于轴向的条带结构(Ⅱ),气动力导致相邻液带 之间的液膜区域逐渐穿透(Ⅲ),生成大量细小液洞, 表面张力使得孔洞扩张,液带相互分离。在前端惯 性的作用下,液带拉伸变细进而发生破碎,随后收缩 包裹成液滴状。同时观察到部分细长液带的扭曲呈 正弦形式,可能与K-H扰动波有关。



Fig. 13 Structures observed in the primary breakup of the liquid sheet at 1.1MPa

3.4 雾化二次破碎分析

在液膜一次破碎后形成的液团结构基础上,设 定最大等体积球径为260μm,VOF液相中大于该尺 度的结构不会转化为拉格朗日颗粒。采用半径标准 差与半径-表面正交性两种方式评估团块的非球形 度,见图14。半径标准差的计算原理为:计算液体团 块各表面中心与团块重心之间的距离,各距离值由 单个块表面积加权,计算标准偏差,然后通过平均半 径归一化。半径-表面正交性的计算原理为:计算从 团块重心到块表面中心的向量,并对向量进行归一 化,将其与块表面单位法向量点积,得到相对正交性 度量值,再用单位1减去这些值的表面积加权平均 值。两种计算结果均在[0,1]内,数值越大表明液团 与标准球形的差异越大,本文将其均设置为0.5,低于 指定值的液团将进行转换。



Fig. 14 Lump selection based on asphericity

将符合条件的液体团块从 VOF 解析液相中移除,在离散相模型中转换为液滴粒子并进行追踪。 图 15为0.3MPa下的液滴空间分布,颜色代表粒径大小,可以看到液滴基本呈空心锥形的空间分布。



对 VOF-DPM 耦合模型转化后的 Y=50mm 截面 液滴粒径分布进行统计,如图 16分布所示,截面上的 粒径为 33~255µm,呈"单谷"分布,粒径最小值位于 截面中心附近,随着半径的增大,粒径逐渐增大。通 过索太尔平均直径表征转换的 DPM 粒子粒径,两种 进口压力条件下,截面内的平均液滴粒径沿截面半 径分布如图 17所示,随着液体入口条件增大,粒径谱 整体下移,最小粒径由 28.5µm 降低为 21µm,最大粒 径由 212µm 下降至 153µm,粒径变化与 Durdina 等^[15] 通过实验观测在定性上一致。



Fig. 16 Droplets diameter distribution in plane Y=50mm



Fig. 17 Droplets diameter distribution at different inlet conditions

进一步验证雾化特性计算结果的准确性,与文 献[22]中的离心喷嘴雾化实验数据进行比对。本文 中离心喷嘴进口个数与出口直径参数与实验用喷嘴 一致,另根据宋耀宇^[23]的研究成果,出口长度与喷嘴 总长度对离心喷嘴流动影响较小,最大程度减小结 构差异的影响,确保计算结果在结构和工况方面与 实验具有可比性。从图18中可以看出,进口条件一 致下的液滴平均粒径计算结果与实验测量吻合较 好,最大相对误差为5.1%。随着入口流量增大,计算 与实验结果偏差增加,原因可能为随着入口条件的 增大,二次破碎过程中液滴间的碰撞加剧,而本文未 考虑 DPM 液滴粒子间的相互碰撞与液体蒸发对二次 破碎的影响,使得计算粒径值高于实测值。



compared to experimental data

4 结 论

基于大涡模拟湍流模型与自适应网格加密法, 采用 VOF-DPM 耦合模型对离心式喷嘴内部气液两 相流动、雾化一次破碎以及二次破碎的雾化过程进 行仿真研究,本文得到的主要结论如下:

(1)液体在喷嘴内部的填充过程伴随着相界面的振荡,原因是内部气液两相的相互作用。喷嘴轴线上的空气芯直径随时间变化表现出正弦形式的振荡,进而导致喷嘴出口液膜周向分布的不均匀性,影响液膜的一次破碎。

(2)喷嘴出口平面内的速度场分布表明,切向速 度主要存在于液相区域,中心气相的轴向速度为负, 出口处的环形液膜做逆时针转动,不均匀的速度场 促使喷嘴出口附近的液膜表面产生初始扰动。

(3)计算捕捉到了液膜一次破碎过程中的液带 拉伸、液膜穿孔等破碎细节以及液膜表面的不稳定 性,在一定程度上表明液膜的一次破碎由不稳定性 导致。当进口压力为0.3MPa时,K-H不稳定性导致 液膜破碎;在0.7MPa下,液膜表面开始出现由R-T不 稳定性引发的周向扰动波;压力增加至1.1MPa,液膜 破碎由R-T不稳定性主导,细致地展示出液膜破碎 的特征。

(4)通过等效直径与非球形度双标准,将VOF法 追踪到的一次破碎产生的不规则液团转换为DPM粒 子,耦合模拟雾化的二次破碎,得到液滴空间粒径分 布特征,并与实验结果进行对比,液滴平均粒径计算 结果与实验的最大相对误差为5.1%,吻合度较高。

参考文献

- [1] Sazhin, Sergei. Droplets and Sprays [M]. London : Springer, 2014.
- [2] Abramovich G. The Theory of Turbulent Jets[M]. USA: MIT Press, 1963.
- [3] Amini G. Liquid Flow in a Simplex Swirl Nozzle[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2015, 79: 225-235.
- [4] 张永良. 离心喷嘴雾化特性实验研究和数值模拟[D]. 北京:中国科学院大学, 2013.
- [5] 刘 娟.旋转锥形液膜破碎过程实验与仿真研究[D]. 长沙:国防科学技术大学,2012.
- [6] Hinckel J N, Villa Nova H F, Bazarov V. CFD Analysis of Swirl Atomizers [C]. San Jose: Joint Propulsion Conference & Exhibit, 2013.
- [7] Laurila E, Roenby J, Maakala V, et al. Analysis of Viscous Fluid Flow in a Pressure-Swirl Atomizer Using Large-Eddy Simulation [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2018, 44(10).
- [8] Lefebvre A H. Atomization and Sprays [M]. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1989.
- [9] Ashgriz, Nasser. Handbook of Atomization and Sprays
 [M]. US: Springer, 2011.
- [10] Senecal P K, Schmidt D P, Nouar I, et al. Modeling High-Speed Viscous Liquid Sheet Atomization [J]. International Journal of Multiphase Flow, 1999, 25(6-7): 1073-1097.
- [11] York J L. The Mechanism of Disintegration of Liquid Sheets[J]. Journal of Heat Transfer, 1953, 75.
- [12] 邵长孝,罗 坤,樊建人.旋转射流雾化的直接数值 模拟研究[J].工程热物理学报,2017,38(3): 103-106.
- [13] Mansour A , Chigier N . Dynamic Behavior of Liquid Sheets[J]. Physics of Fluids, 1991, 3(12): 2971-2980.
- [14] Samuelsen G S, Stapper B E. An Experimental Study of the Breakup of a Two-Dimensional Liquid Sheet in the Presence of Co-Flow Air Shear[C]. Reno: Aerospace Sciences Meeting, 1992.
- [15] Durdina L, Jedelsky J, Jicha M. Investigation and Comparison of Spray Characteristics of Pressure-Swirl Atomizers for a Small-Sized Aircraft Turbine Engine [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 78 (11): 892-900.
- [16] Shinjo J , Umemura A . Simulation of Liquid Jet Primary Breakup: Dynamics of Ligament and Droplet Formation
 [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2010, 36 (7): 513-532.
- [17] 杨国华,王 凯,张民庆,等.基于树形自适应网格的旋流液膜雾化过程仿真[J].推进技术,2018,39

(3): 556-564. (YANG Guo-hua, WANG Kai, ZHANG Min-qing, et al. Simulation on Swirl Liquid Sheet Spray Process Based on Octree Adaptive Mesh Refinement [J]. Journal of Propulsion Technology, 2018, 39 (3): 556-564.)

- [18] Hirt C W, Nichols B D. Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries[J]. Journal of Computational Physics, 1981, 39(1): 201-225.
- [19] Cooper D, Yule A J. Waves on the Air Core/Liquid Interface of a Pressure Swirl Atomizer [C]. Zurich: ILASS-Europe, 2001.
- [20] Rizk N K, Lefebvre A H. Internal Flow Characteristics of Simplex Swirl Atomizers [J]. Journal of Propulsion and

Power, 1985, 1(3): 193-199.

- [21] Galbiati C, Tonini S, Weigand B. Direct Numerical Simulation of Primary Break-Up in Swirling Liquid Jets [C]. Firenze: 9th International Conference on Multiphase Flow, 2016.
- [22] 王 凯,李鹏飞,杨国华,等.相邻离心式喷嘴液膜 撞击雾化过程仿真[J].推进技术,2017,38(2):173-180. (WANG Kai, LI Peng-fei, YANG Guo-hua, et al. Simulation on Liquid Films Impact Atomization Process of Adjacent Pressure Swirl Injectors[J]. Journal of Propulsion Technology, 2017, 38(2):173-180.)
- [23] 宋耀宇. 离心喷嘴燃油流动特性研究[D]. 南京:南京 航空航天大学, 2015.

(编辑:梅 瑛)